SPARC 托卡马克中负三角度平衡的可行性

Narin Y¨uksek、Theodore Golfinopoulos

arXiv:2603.01208v1 [physics.plasm-ph] 1 Mar 2026

摘要——**我们研究了在 SPARC 托卡马克中实现负三角度（NT）等离子体构型的可行性。SPARC 是一台紧凑型高场装置（最高可达 12.2 T），设计用于正三角度（PT）运行。我们采用 FreeGS 自由边界平衡求解器，通过 600+ 平衡计算系统地探索参数空间，考察三角度（$-0.7 \leq \delta \leq 0.7$）和拉长率（$1.0 \leq \kappa \leq 2.1$），同时满足 SPARC 的线圈电流限值和第一壁约束，并选取 8 T 的低场运行点。结果表明，在 8 T 下可以实现适度的 NT 双零等离子体（$\delta = -0.35$、$\kappa = 1.68$），等离子体电流为 ∼2.1 兆安。然而，与基准 PT 设计相比，NT 运行需要将等离子体体积缩减 43%（从 ∼20.0 缩减至∼11.4 m^3），这是因为真空室壁面针对 PT 构型进行了优化；此外，由于与针对 PT 优化的偏滤器存在几何不匹配，连接长度缩短了 40%。NT 构型所需的中心螺线管电流降低了 54%，但特定的位形线圈（PF_3）所需电流则高出 ∼5.5 倍。所有平衡均满足基本的 MHD 稳定性判据，并留有充足裕度。因此，尽管性能较基线设计有所下降，这些结果仍展现了 SPARC 作为高场实验桥梁的潜力，可连接当代 NT 实验与拟议的 NT 反应堆概念，并能够验证 NT 的运行优势（无边缘局域模运行、有利的杂质输运）能否在 SPARC 所提供的反应堆相关条件下持续存在。**[1]

I. 引言

负三角度（NT）托卡马克构型重新成为一种颇具前景的途径，有望在无需依赖 H 模运行的情况下，实现功率处理能力更强、边缘湍流更低的反应堆相关等离子体 [1]。TCV 上的实验研究 [2], [3], [4], [5], [6], [7], [8], [9]，[10], DIII-D [11], [12], [13], [14], [15], [16], 和 ASDEX Upgrade（AUG）[17] 表明，三角度足够负的等离子体具有更强的约束能力，并可实现无边缘局域模运行，这推动了人们重新关注负三角度在未来聚变装置中的应用。与此同时，概念反应堆研究提出，负三角度是高场反应堆的一种颇具吸引力的设计方案，近年来还提出了若干反应堆规模的负三角度概念。Kikuchi 等人 [18] 研究了用于 L 模稳态托卡马克反应堆的负三角度构型，展示了其在电流驱动效率方面的潜在优势。De Boucaud 等人 [19]研究了 ARC 装置上的负三角度平衡 [20], , 而 MANTA 概念 [21] 则是 ARC 系列中专门设计的负三角度反应堆方案。更广泛的研究进一步探索了负三角度反应堆的设计空间，并开发了相关工具，例如 [22], [23], [24]。

在本研究中，我们探讨了 SPARC：一台紧凑型（$R_0 = 1.85m$）、高场托卡马克，目前正在建造中，旨在利用正三角度等离子体 [25] 展示聚变净能量为正。基准 SPARC V2 设计的轴上环向磁场为 12.2 T，这得益于 REBCO 高温超导磁体的研发 [26], [27],；而 REBCO 中心螺线管将驱动标称等离子体电流 $I_p = 8.7$ 兆安 [28], [25]。极向场（PF）线圈系统由关于中平面对称的四对线圈组成，而中心螺线管（CS）有四对线圈。铜偏滤器线圈位于等离子体附近，紧靠真空室外侧。磁体和真空室针对标称正三角度双零位形进行了优化。真空室采用紧贴式第一壁（中平面处为 $R_{min} = 1.27$ 米至 $R_{max} = 2.43$ 米），这限制了可实现的等离子体形状。

尽管近期面向社区的报告和会议海报中已从定性角度探讨了 ARC 的负三角度概念（例如，SOFE 2025），但据作者所知，SPARC 展示此类构型的可能性尚属首次探索。在 SPARC 中探索负三角度运行，有望在上述方案所提及的当代装置（包括 TCV、DIII-D 和 AUG）实验与拟议的反应堆概念之间架起桥梁，从而在满足反应堆相关工程约束的装置中验证这一运行模式。

然而，这引出了一个关键问题：在几何约束严格的 SPARC 托卡马克中，能否实现 NT平衡？其适用范围又有多大？

本文利用 FreeGS 自由边界 Grad–Shafranov 求解器，对 SPARC 几何中的 NT平衡开展了系统的计算研究 [29]。第 2 节介绍计算方法，包括等离子体参数化。第 3 节展示参数空间扫描结果，扫描范围涵盖三角度（δ）从 [-0.5 到 0.5] ，以及拉长率（κ）从 [1.0 到 2.0], , 并据此确定可实现的构型及限制因素。第 4 节讨论这些结果，第 5 节总结主要发现。

II. 方法

我们使用 FreeGS 计算轴对称磁流体力学平衡[29]， ，FreeGS 是一个用于求解 Grad–Shafranov 方程的开源 Python 库 2 ，可处理自由边界 [30]。

求解器在等离子体电流分布与外部线圈产生的磁通之间反复迭代，直到达到自洽平衡，使等离子体边界满足力平衡条件。

$$\nabla p = \mathbf{J} \times \mathbf{B} \tag{1}$$

[1]通讯作者：Narin Y¨uksek，narin015@mit.edu。2026年1月10日 ，2026年

方程1 给出了平衡必须满足的力平衡条件。在轴对称几何中，这就导出了格拉德-沙弗兰方程，2

$$\frac{\partial^2\psi}{\partial R^2}-\frac{1}{R}\frac{\partial\psi}{\partial R}+\frac{\partial^2\psi}{\partial z^2}=-\mu_0R^2\frac{dp}{d\psi}-\frac{1}{2}\frac{dF^2}{d\psi} \tag{2}$$

其中 $p(\psi)$ 为压力，表示为磁通函数； $F(\psi)\equiv RB_\phi$，并且

$$\mathbf{B}=\frac{1}{R}\nabla\psi\times\hat{\mathbf{e}}_\phi+\frac{F}{R}\hat{\mathbf{e}}_\phi \tag{3}$$

and

$$\mu_0\mathbf{J}=\frac{1}{R}\frac{dF}{d\psi}\nabla\psi\times\hat{\mathbf{e}}_\phi-\left[\frac{\partial}{\partial R}\left(\frac{1}{R}\frac{\partial\phi}{\partial R}\right)+\frac{1}{R}\frac{\partial^2\psi}{\partial z^2}\right]\hat{\mathbf{e}}_\phi \tag{4}$$

采用[28], [25] 中发布的装置轮廓进行像素插值，以确定 SPARCV2 的壁和线圈坐标。

对于给定的一组位形参数（三角度， δ；拉长率， κ；几何中心， R_0， z_0；小半径， r），使用米勒磁通面参数化计算 X 点以及外、内中平面点的目标位置， [31], 如式5所示，

$$\begin{aligned}R_s&=R_0+r\cos\left[\theta+\left(\sin^{-1}\delta\right)\sin\theta\right]\\z_s&=\kappa r\sin\theta\end{aligned} \tag{5}$$

受装置尺寸约束，

$$\begin{aligned}R_s(\theta=0)&=R_0+r<R_{max}=2.43\,\mathrm{m}\\R_s(\theta=\pi)&=R_0-r>R_{min}=1.27\,\mathrm{m}\\r&=\frac{z_{max}}{\kappa}<\frac{R_{max}-R_{min}}{2}=0.58\,\mathrm{m}\end{aligned} \tag{6}$$

对于标称放电，$R_0=\frac{R_{max}+R_{min}}{2}=1.85$米。

在最后闭合磁通面（LCFS）上指定了四个点：内中平面、外中平面、上X点和下X点。在某些情况下，还会在不同极向角处于最后闭合磁通面上指定另外两到四个点。我们还研究了其他形状约束，包括对内、外偏滤器靶板打击点的规格。然而，将打击点与 X 点和等磁通约束结合起来，往往无法在合理的线圈电流下实现收敛。采用最少的约束条件可获得更稳健的收敛，但会牺牲对等离子体形状的一些精细控制。

最后，对所有极向场线圈、偏滤器和中心螺线管回路都施加了电流限制。

鉴于 SPARC 并未针对负三角度构型进行优化，且偏滤器对这些等离子体几乎没有作用，因此我们寻求性能较低的等离子体以减轻壁负荷。因此，我们研究了低磁场方案，其中 B_0 = 8 特斯拉，且 R_0 = 1.75 米。

为更直接地比较负三角度与正三角度性能，我们计算了 8 T 的正三角度平衡，其磁场强度、大半径和电流标度均与负三角度案例相同。若直接将负三角度与 SPARC 的 12.2 T 基准线进行比较，就会混淆形状效应与磁场强度和电流的差异。匹配的 8 T 正三角度案例隔离了三角度符号的影响，使我们能够将可实现参数空间和线圈要求方面的差异明确归因于相较于磁场构型变化， δ 的变化。

文中给出的具体拉长率和三角度取值，是通过系统的参数扫描确定的；扫描涵盖600+ 个测试案例，涉及 $\delta\in[-0.7,0.7]$ 和 $\kappa\in[1.0,2.1]$，其中许多构型未能收敛。

A. 等离子体电流和压力的缩放

根据 Creely 等人 [28], ，我们采用 Uckan估计来q,

$$q^*_{Uckan}=\frac{5a^2B_0}{R_0I_p}\frac{1+\kappa_{95}^2\left(1+2\delta_{95}^2-1.2\delta_{95}^3\right)}{2} \tag{7}$$

以约束等离子体电流

$$\boxed{I_p=\frac{5a^2B_0}{R_0q^*_{Uckan}}\frac{1+\kappa_{95}^2\left(1+2\delta_{95}^2-1.2\delta_{95}^3\right)}{2}} \tag{8}$$

其中 I_p 的单位为兆安。 q_{Uckan} 随后作为每次计算的输入。

芯部压强由 [32]中给出的简化剖面确定

$$p=\bar{p}\left(1+\nu_p\right)\left(1-\rho^2\right)^{\nu_p}=2.5\bar{p}\left(1-\rho^2\right)^{3/2} \tag{9}$$

对于该剖面，芯部值可用平均压强表示为

$$p_0=2.5\bar{p} \tag{10}$$

随后，我们将 β 表示为平均压强和 B_0的函数，如下所示

$$\beta=\frac{4.02\times10^{-3}\bar{p}}{B_0^2} \tag{11}$$

然后求解平均压强：

$$\bar{p}=\beta\frac{B_0^2}{4.02\times10^{-3}} \tag{12}$$

由此，方程10 给出芯部压强值

$$\boxed{p_0=595\beta B_0^2} \tag{13}$$

此处，压力的单位为千电子伏·10^{19} 米$^{-3}$。若将 p 以帕为单位表示，

$$\boxed{p_0\approx10^6\beta B_\phi^2} \tag{14}$$

所有情况均采用 β 设定值0。007；这对应于 Creely 等人 [28]所述的 12 特斯拉 L模工况。对于负三角度工况， q_{Uckan} 的设定值为5。5；选择该值是因为其高于 PRD 的 3.05，而等离子体电流低于 PRD。再次作出这些选择，是为了降低等离子体性能，因为 SPARC 中针对负三角度的功率处理能力不会经过优化。这些选择还有助于在满足线圈约束的条件下实现平衡收敛。

B. 稳定性极限

我们评估了平衡是否满足基本的磁流体稳定性约束：Troyon β极限和扭曲安全因子极限 [32]。

由特洛伊昂极限给出的最大可实现值 β：

$$\beta < \beta_T = \beta_N \frac{I_p}{aB_0}, \quad \beta_N = 2.8\% \tag{15}$$

其中， I_p 的单位为兆安， a为以米为单位的小半径， B_0 为以特斯拉为单位的环向场。

对于 PRD 12.2 T PT工况：

- $I_p = 8.7$ 兆安
- $B_0 = 12.2$ 特斯拉
- $a = 0.57$ 米
- $\beta = 0.00368$

$$\beta_T = 0.028 \times \frac{8.7}{0.57 \times 12.2} = 0.035 \tag{16}$$

$0.00368 < 0.035$ （以较大裕度满足）

对于 PT 8 T 情况：

- $I_p = 1.99$ 兆安
- $B_0 = 8$ 特斯拉
- $a = 0.45$ 米
- $\beta = 0.00216$

$$\beta_T = 0.028 \times \frac{1.99}{0.45 \times 8} = 0.0155 \tag{17}$$

$0.00216 < 0.0155$ （有充足余量，满足要求）

对于 NT 8 T 情况：

- $I_p = 2.1$ 兆安
- $B_0 = 8$ 特斯拉
- $a = 0.45$ 米
- $\beta = 0.00218$

$$\beta_T = 0.028 \times \frac{2.1}{0.45 \times 8} = 0.0163 \tag{18}$$

检查： $0.00218 < 0.0163$ （有充足余量，满足要求）

为避免电流驱动的大破裂，边缘安全因子必须满足扭结安全因子限值：

$$q_* > q_K = 2 \tag{19}$$

三个情况的计算边缘安全因子均满足这一标准：PRD 情况为 $q_{95} = 2.83$ ，PT 8 T 情况为 $q_{95} = 4$ ，NT 8 T 情况为 $q_{95} = 3.9$ 。

结合 Troyon β 极限分析，这三种平衡均显示出充足的稳定裕度；其中，8 T 情况下较低的电流进一步提升了抵御 β 极限破裂的裕度。

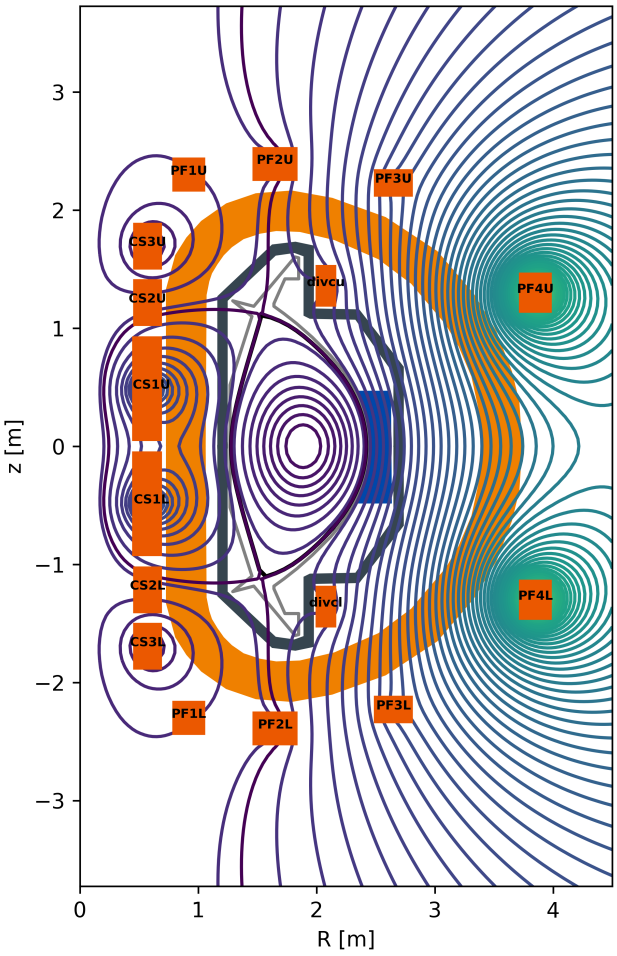

图 1：标称 12.2 T SPARC V2 PRD 情况的 FreeGS 平衡，并叠加标注了 PF、CS 和偏滤器线圈的 SPARC 布局。

III. 结果

下面列出参数扫描中达到收敛的三种配置：其线圈电流均在工程限值以内，且具有足够的等离子体-壁间隙。它们是：

1) 标称 12.2 T PT 情况（PRD）（图 1） 2) NT 8 T 情况（图 2） 3) PT 8 T 情况（图 3）

这些工况的参数汇总于表I中。图4 展示了这三个工况的最后闭合磁通面。总体而言，我们发现，拉长率在 $\kappa \in [1.65, 2.0]$ 范围内、三角度在 $|\delta| \in [0.3, 0.6]$ 范围内时，负三角度和正三角度工况通常都能最可靠地收敛；不过，由于两者的磁场拓扑及相关控制要求各不相同，其可访问的参数空间也有所差异。

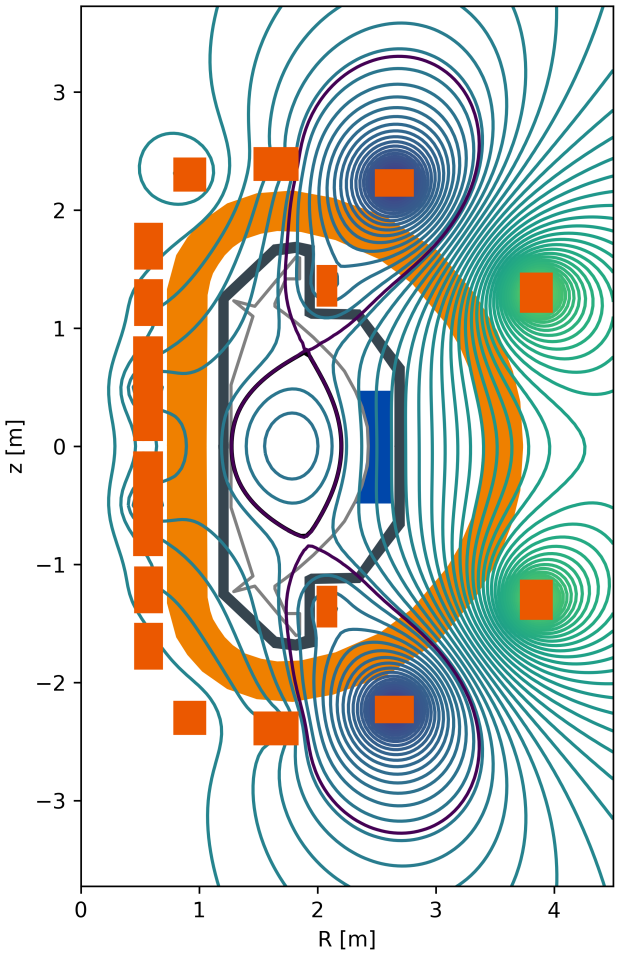

图 2：NT 8 T 情况下的 FreeGS 平衡，$\delta = -0.37$ 和 $\kappa = 1.68$。

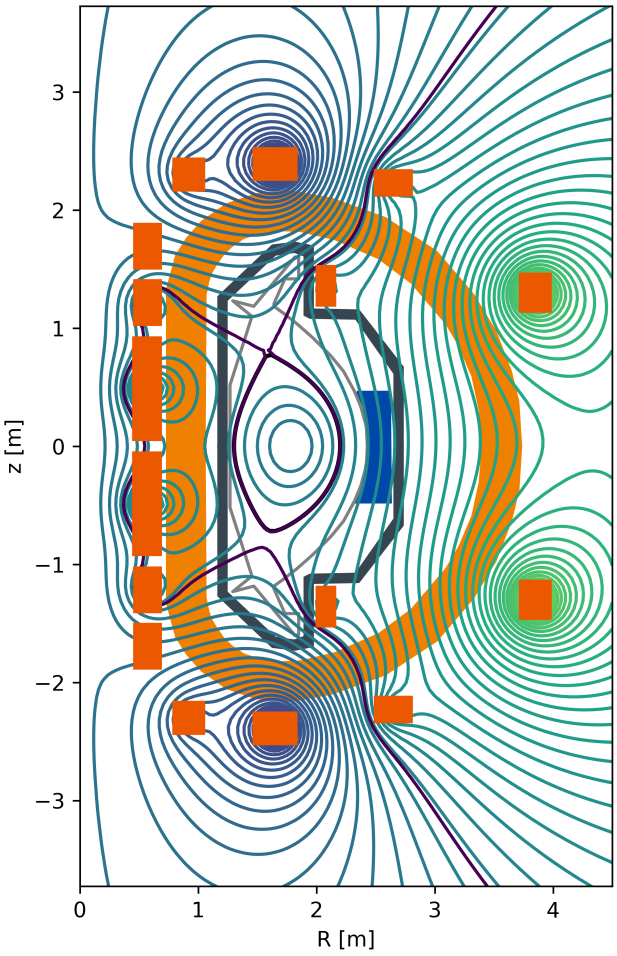

图 3：PT 8 T 情况下的 FreeGS 平衡，$\delta = 3.7$和 $\kappa = 1.75$。

在探索负三角度参数空间之前，我们先将`FreeGS` 实现与基准正三角度工况进行验证。图1 展示了对标称 12.2 T PRD 平衡的复现，该平衡近似于 [28]和 [25]中描述的工况。

随后，我们得到了低场（8 T）PT 和 NT 情况下的双零点平衡。等离子体全局参数和线圈电流见表 I。

我们采用的最低限度成功判据如下：
1) FreeGS 收敛至一个平衡解；2) 该平衡的所有线圈电流均在工程限制范围内；3) X点和位形参数接近目标值；4) 等离子体边界保持在第一壁以内。

为使负三角度（NT）等离子体适配为正三角度（PT）优化的真空室，必须缩小等离子体尺寸，以确保等离子体，尤其是X点，位于真空室壁内，同时偏滤器靶腿长度不至于为零。

因此，在 8 T 的 NT 方案中，大半径、小半径和拉长率从 PRD 值 1.85 米、0.57 米和 ~ 2 分别缩减至 1.75 米、0.4–0.45 米和 1.63–1.75。随后，在 PT 8 T 情况中沿用了这些 NT 参数以进行比较。这也使文中 PT 情况（10.30 米^3）的体积缩减了 47%，而 NT 情况（11.37 米^3）则缩减了 42%。

然而，真空室占地范围要求缩小负三角度等离子体的尺寸，这往往会增加对极向场线圈电流的需求。这里的位形参数旨在平衡这些设计约束。事实上，增大拉长率可通过增加等离子体体积、降低对位形线圈的需求来改善电流裕度。然而，过度拉长等离子体会导致等离子体与壁接触、X点靠近壁，或在期望采用双零点或近双零点运行时转变为单零点构型。相反，过度缩小等离子体尺寸虽然

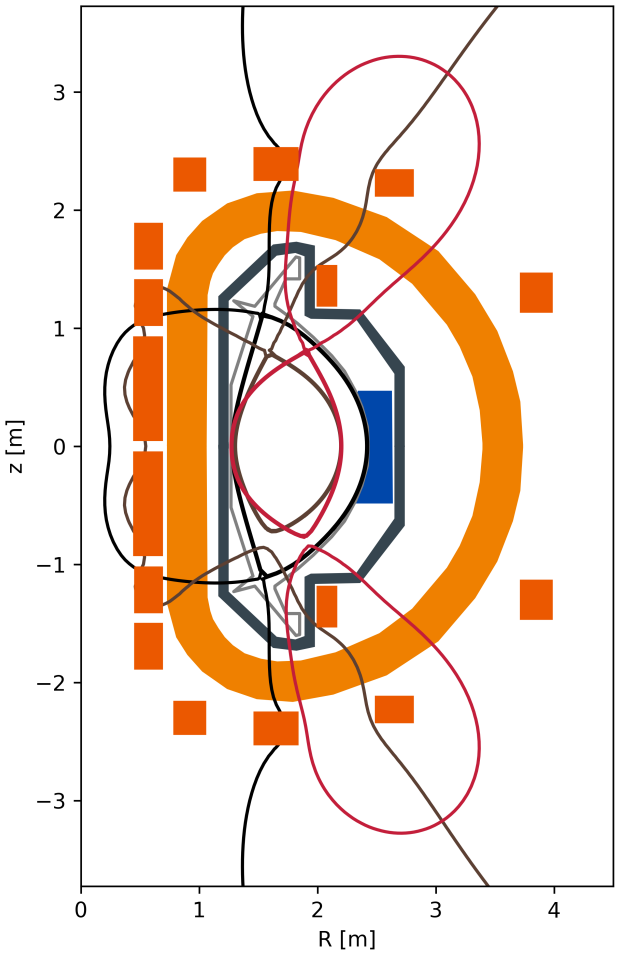

图 4：三种情况的分离面：黑线对应 PRD 情况，棕线对应 8 T PT 情况，红线对应 8 T NT 情况。

能够与材料表面保持安全间距，却往往会使电流需求超过可接受的范围。

PT 8 T 情况下，极向场线圈的总安匝数为 19.16 兆安匝，而 NT 8 T 情况下为 22.34 兆安匝。然而，PT 8 T 情况下，中心螺线管线圈的总安匝数为 26 兆安匝，而 NT 8 T 情况下为 11.98 兆安匝。对于 PRD 情况，极向场线圈的总安匝数为 21.66 兆安匝，中心螺线管线圈则为 51.3 兆安匝。可以看出，所有情况下极向场线圈的总电流大致相当，而 PT 情况下中心螺线管线圈的电流则明显更高。与此同时，NT 情况下 PF3 的电流始终高得多。鉴于 X 点从 PT 情况下的高场侧移至 NT 情况下的低场侧，这种差异并不意外。

连接长度有助于了解功率处理特性刮削层中的特性。我们通过磁力线追踪计算连接长度，起点位于外侧中平面最后闭合磁通面外侧 1 毫米处。NT 8 T 情况的连接长度为 17.5 米，明显短于 PT 情况（PRD 为 27.5 米，PT 8 T 为 29.4 米），这反映了几何形状的不匹配。这一限制与线圈电流限制相结合，促使人们有意在 NT 方案中以较低的 β 运行。较短的偏滤器腿不利于脱靶，但由于缺少边缘台基，NT 的边缘和偏滤器温度本质上较低，或可弥补这一不足，并有助于实现脱靶。

我们评估了平衡是否满足基本的磁流体稳定性约束：Troyon β极限和扭曲安全因子极限 [32]。Troyon β 极限，

$$\beta < \beta_T = \beta_N \frac{I_p}{aB_0}, \quad \beta_N = 2.8\% \tag{20}$$

在所有情况下都得到充分满足，而扭曲安全因子也足够高。

IV. 讨论

SPARC 的正三角度优化设计所施加的几何约束，使负三角度运行不得不作出重大权衡。等离子体体积缩减 47%，直接影响聚变性能。再加上为降低功率处理需求并改善平衡收敛而有意采用的保守 β = 0.007 设置，这些 NT 方案的聚变功率将显著低于 SPARC 氘氚运行主要任务参数下的水平。

然而，负三角度运行展现出线圈电流分布方面可能具有优势。NT 8 T 情况下中心螺线管的需求（总计 11.98 兆安匝）比 PT 8 T 情况（26 兆安匝）低 54%，比 PRD 情况（51.3 兆安匝）低 77%。CS 电流需求的大幅降低，或可延长脉冲运行能力、降低电源需求，或使专门设计的负三角度反应堆采用更紧凑的中心螺线管设计。必须权衡这一优势与特定位形线圈需求的大幅增加，尤其是 PF_3：其在负三角度下需要 -5.3 兆安匝，而在 PT 8 T 下为 0.96 兆安匝，增加了 5.5 倍。各情况的总极向场线圈电流（不包括 CS）相近：PRD 为 21.66 兆安匝，PT 8 T 为 19.16 兆安匝，NT 8 T 为 22.34 兆安匝。不过，这些电流的分布各不相同，反映了负三角度配置对磁拓扑的不同要求，也凸显了针对特定基准优化线圈设计及其布置的必要性。

V. 结论

本研究探讨了在 SPARC 中产生负三角度平衡的可行性。我们所研究的核心问题是：采用紧贴式第一壁、针对 PT优化的偏滤器和极向场线圈系统的装置，能否在工程约束范围内实现负三角度。

这带来了重大挑战。SPARC的真空室几何结构具有严格的径向限制（从R_{min} = 1.27 米到

表 I：平衡参数对比

参数	PRD（12.2 T，正三角度）	正三角度 8 特斯拉	负三角度 8 特斯拉
δ	0.52	0.35	-0.35
κ	1.94	1.68	1.68
R_0 [米]	1.85	1.75	1.75
a [米]	0.57	0.45	0.45
I_p [MA]	-8.7	-1.99	-2.1
B_0 [特斯拉]	0	0	0
V [米^3]	20.0	10.3	11.4
β	0.00368	0.00216	0.00218
β_N	0.29%	0.39%	0.36%
q_{95}	2.83	4	3.9
连接长度 [米]	27.5	29.4	17.5
PF$_1$ [兆安匝](U/L)	0.09	-2.5 / 2.5	2 / 0.8
PF$_2$ [兆安匝](U/L)	-0.58	-4.3 / -4.3	-4.3 / 0.94
PF$_3$ [兆安匝](U/L)	0.31	0.96 / 1	-5.3 / -5.3
PF$_4$ [兆安匝](U/L)	5.9	1.8 / 1.9	3.9 / 3.8
divc [兆安匝](上/下)	-0.75	0.75 / 0.72	-0.75 / -0.75
CS$_1$ [兆安匝](内/外)	4.8 / 13.13	2.6 / 5.8	-2.9 / -2.4
CS$_2$ [兆安匝]	0	4.6	-0.69
CS$_3$ [兆安匝]	-7.89	0	0

$R_{max} = 2.43$ 米，位于中平面处）。偏滤器靶板和X点位置是针对正三角度（PT）特有的高场侧X点而设置的，而负三角度（NT）自然会产生低场侧X点。线圈位置也针对正三角形变基线进行了优化。这些限制意味着，要实现NT平衡，就必须在狭窄的参数空间内寻求解，同时满足等离子体成形需求、线圈电流限值和等离子体-壁间隙要求。

通过将环向场降低至 8 特斯拉、大半径从 1.85 米减小至 1.75 米、小半径减至 0.4 米、将拉长率降低至 $\kappa = 1.68$，并采用较保守的等离子体电流（2.1 兆安）和 β（0.007）运行，我们成功在 SPARC 占地范围内获得了NT平衡，同时满足所有线圈电流限值并保持了足够的壁间隙。通过对参数空间进行探索，涵盖 600+三角度 $\delta \in [-0.7, 0.7]$ 和 $\kappa \in [1.0, 2.1]$下的平衡计算，我们确定了可实现的负三角形变运行区并表征了其特性。

比较所分析的三个主要案例：

- **PRD（12.2 T，PT）：** 基线设计的特征参数为 I_p=8.7 兆安、 δ=0.52、 κ=1.94，等离子体体积为 V=19.97 米$_3$，代表 SPARC 目标高性能运行点，连接长度为 27.5 米，且中心螺线管总共需要 51.3 兆安匝。

- **PT 8 T：** 低场 $+\delta$ 对比工况的运行参数为 I_p=1.99 兆安、 $\delta = 0.35$、 κ=1.68，等离子体体积为 V=10.30 米^3（体积缩减 47%），连接长度为 29.4 米；中心螺线管需要 26 兆安匝，极向场线圈电流相对较小。

- **NT 8 T：** $-\delta$ 工况达到 I_p=2.1 兆安、 δ=-0.35、κ=1.68，等离子体体积为 V=11.37 米^3 （体积缩减 42%），连接长度为 17.5 米；中心螺线管仅需 11.98 兆安匝，但 PF_3电流大幅增加（-5.3 兆安匝，比 PT 工况高 $\sim$5.5 倍）。

这三种平衡均满足基本的磁流体力学稳定性判据，且裕度充足；它们的运行状态远低于 Troyon β极限，并高于扭结安全因子阈值。

这些结果表明，尽管 SPARC 并非为负三角度运行而设计，且要适应这种运行方式需要进行重大改造，但负三角度平衡仍在该装置的工程包络范围内可行。

SPARC 可为验证负三角度（NT）的内在物理优势能否在此类高性能装置中体现，提供关键依据——这些优势包括没有边缘台基，因而边缘温度自然较低；向外杂质输运增强；消除了由 ELM 引起的瞬态热负荷；不存在低杂波功率阈值，等等。

此外，SPARC 将成为一座重要的实验桥梁，连接当代实验与拟议中的高场负三角度反应堆概念：前者已在中等规模和磁场强度下确立了负三角度的基本优势，后者则依赖于这些优势能够有利地扩展至反应堆工况。

对于未来反应堆设计，我们的分析凸显了专门针对负三角度进行优化的价值。专用负三角度反应堆可以针对负三角度磁拓扑专门设计真空室形状、第一壁轮廓和极向场线圈系统，从而避免我们遇到的体积缩减和偏滤器几何结构方面的妥协。中心螺线管需求降低以及杂质输运可能增强，表明紧凑型反应堆概念确有优势；与此同时，对更强成形线圈容量和优化偏滤器构型的需求，也明确了专用装置从一开始就应考虑的关键设计因素。

未来工作的近期后续步骤可能包括：

1）用于可能更好地适应负三角度的替代偏滤器构型的上下单零点正三角度/负三角度算例 2）利用相关平衡开展的BALOO边缘湍流模拟 3）FreeGSNKE动理学平衡计算 4）使用MEQ（MATLAB平衡工具箱）进行垂直稳定性分析，以评估高κ负三角度构型的可控性 5）利用OMFIT开展综合场景建模，以模拟拟议的实验放电

VI. 致谢

作者感谢Lauren Milechin、Juliana Mullen、Emmanuel Lanti、Mark London和Lee Berkowitz在本项目技术和组织方面给予的支持，以及他们在处理无数电子邮件和后勤细节时所展现的耐心与鼓励，这些确保了本工作的实践基础坚实可靠。

我们还感谢 Kathreen Thome 分享她在 APS DPP 2025 上关于负三角度的报告。

最后，我们衷心感谢 Lauren Bandklayder 和 Christian Theiler 一直以来的陪伴，并愿意为我们创造机会；这些支持对促成本项工作发挥了重要作用。

参考文献

[1] A. Marinoni、O. Sauter 和 S. Coda。《负三角度托卡马克等离子体简史》。《现代等离子体物理评论》，5(1)，2021年10月。网址：http://dx.doi.org/10.1007/s41614-021-00054-0, doi:10.1007/s41614-021-00054-0。[2] Y Camenen 等人。《等离子体三角度和碰撞性对 TCV L模等离子体中电子热输运的影响》。《核聚变》，47(7):510–516，2007年6月。网址：http://dx.doi.org/10.1088/0029-5515/ 47/7/002, doi:10.1088/0029-5515/47/7/002。[3] M. Fontana 等人。《三角度对托卡马克等离子体中涨落的影响》。《核聚变》，58(2):024002，2017年。网址：http://dx.doi.org/ 10.1088/1741-4326/aa98f4, doi:10.1088/1741-4326/aa98f4。[4] 黄周济和 Stefano Coda。《正、负三角度托卡马克等离子体中密度涨落对形状和碰撞性的依赖》。《等离子体物理与受控聚变》，61 014021，2018 1 10 1088 1361 6587 59，10( ): 。网址：http://dx.doi.org/ . / - /aadb doi: . 1088/1361-6587/aadb59。[5] M Faitsch 等人。《TCV 中 L模刮削层功率衰减长度对上三角度的依赖》。《等离子体物理与受控聚变》，60(4):045010，2018年。网址：http://dx.doi.org/10.1088/1361-6587/ aaaef7, doi:10.1088/1361-6587/aaaef7。[6] S Coda 等人。《TCV 中偏滤器负三角度 L模等离子体的约束增强》。《等离子体物理与受控聚变》，64(1):014004，2021年12月。网址：http://dx.doi.org/10.1088/ 1361-6587/ac3fec, doi:10.1088/1361-6587/ac3fec。[7] W. Han 等人。《TCV 负三角度等离子体中第一壁相互作用的抑制》。《核聚变》，61(3):034003，2021年。网址：http://dx.doi.org/10.1088/1741-4326/abdb95，doi:10.1088/1741-4326/abdb95。[8] A Balestri 等人。《面向 DTT 运行的 TCV 负三角度等离子体实验与陀螺动理学模拟》。《等离子体物理与受控聚变》，66(6):065031，2024年5月。网址：http://dx.doi.org/10. 1088/1361-6587/ad4674, doi:10.1088/1361-6587/ad4674。[9] S. Rien¨acker 等人。《TCV 托卡马克中正、负三角度等离子体的边缘径向电场》。《核聚变》，66(1):014002，2025年11月。网址：http://dx.doi.org/10.1088/1741-4326/ae19fd, doi:10.1088/1741-4326/ae19fd。[10] R.I. Morgan 等人。《TCV 上三角度对偏滤器热流分布和刮削层丝状湍流的影响》。《核聚变》，65(10):106030，2025年9月。doi:10.1088/1741-4326/ae034e。[11] M. E. Austin 等人。《在 DIII-D 托卡马克中实现负三角度形状下与反应堆相关的性能》。《物理评论快报》，122:115001，2019年3月。网址：https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.122.115001，doi:10.1103/PhysRevLett. 122.115001。[12]A. Marinoni、DIII-D团队等人。《DIII-D 负三角度下 L模边缘等离子体实现 H模级约束》。《等离子体物理》，26(4):042515，2019年4月。arXiv:https: // pubs.aip.org/aip/pop/article-pdf/doi/10. 1063/1.5091802/19778787/042515_1_online.pdf，doi:10.1063/1.5091802。[13] S Saarelma 等人。《负三角度形状的 DIII-D 托卡马克等离子体中阻止 H模进入的气球模不稳定性》。《等离子体物理与受控聚变》，63(10):105006，2021年9月。网址：http://dx.doi.org/10.1088/1361-6587/ac1ea4，doi:10.1088/1361-6587/ac1ea4。[14] C. Paz-Soldan 等人。《强拉长偏滤器负三角度等离子体同时实现高归一化密度、电流、压力和约束》。《核聚变》，64(9):094002，2024年8月。网址：http://dx.doi.org/10.1088/1741-4326/ad69a4，doi:10.1088/1741-4326/ad69a4。[15] K E Thome 等人。《DIII-D 2023年负三角度实验活动结果概述》。《等离子体物理与受控聚变》，66(10):105018，2024年9月。网址：http://dx.doi.org/10.1088/ 1361-6587/ad6f40, doi:10.1088/1361-6587/ad6f40。[16] L Casali 等人。《负三角度下高辐射等离子体的实现，以及反应堆相关注入杂质对约束和输运的影响》。《等离子体物理与受控聚变》，67(2):025007，2025年1月。网址：http://dx.doi.org/10.1088/1361-6587/ada1ca，doi:10.1088/1361-6587/ada1ca。[17] T. Happel、ASDEX Upgrade 团队等人。《ASDEX Upgrade 托卡马克负三角度等离子体初步研究概述》。《核聚变》，63(1):016002，2022年11月。网址：http://dx.doi.org/10.1088/1741-4326/ac8563，doi:10.1088/1741-4326/ac8563。[18] M. Kikuchi 等人。《L 模边缘负三角度托卡马克反应堆》。《核聚变》，59(5):056017，2019年4月。网址：https://dx.doi.org/10. 1088/1741-4326/ab076d, doi:10.1088/1741-4326/ab076d。[19] N. de Boucaud 等人。《ARC 聚变示范电站概念中负三角度平衡的演示与评估》。《聚变工程与设计》，202:114401，2024年。网址：https: // www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0920379624002540，doi:10.1016/j.fusengdes.2024.114401。[20] A.Q. Kuang 等人。《ARC 聚变示范电站热排出管理的概念设计研究》。《聚变工程与设计》，137:221–242，2018年。网址：https:// www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0920379618306185，doi:10.1016/j.fusengdes.2018.09.007。[21] G The MANTA 合作组、Rutherford 等人。《MANTA：符合 NASEM 标准的负三角度聚变示范电站》。《等离子体物理与受控聚变》，66(10):105006，2024年8月。doi:10.1088/1361-6587/ad6708。[22] S.Yu. Medvedev、M. Kikuchi 等人。《负三角度托卡马克：稳定性极限及其作为聚变能源系统的前景》。《核聚变》，55(6):063013，2015年5月。doi:10.1088/0029-5515/55/ 6/063013。[23] O. Sauter。《系统代码中的几何公式及其对负三角度的考量》。《聚变工程与设计》，112:633–645，2016年。网址：https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/ S0920379616303234, doi:10.1016/j.fusengdes.2016.04. 033。[24] H S Wilson 等人。《通过集成建模表征负三角度反应堆堆芯运行空间》。《等离子体物理与受控聚变》，67(1):015026，2024年。doi:10.1088/1361-6587/ ad9be5。[25] P. Rodr´ıguez-Fern´andez 等人。《SPARC 物理基础概述：探索高场紧凑型托卡马克中的燃烧等离子体工况》。《核聚变》，62(4):042003，2022年。doi:10.1088/ 1741-4326/ac1654。[26] Zachary S. Hartwig 等人。《SPARC 环向场模型线圈计划》。《IEEE 应用超导汇刊》，34(2):1–16，2024年。doi:10.1109/TASC.2023.3332613。[27] Charlie Sanabria 等人。《用于脉冲磁体的高电流密度、高温超导电缆的开发》。《超导科学与技术》，37(11):115010，2024年10月。网址：http://dx.doi.org/10.1088/1361-6668/ad7efc，doi:10.1088/1361-6668/ ad7efc。[28] A. J. Creely 等人。《SPARC 托卡马克概述》。《等离子体物理学杂志》，86(5):865860502，2020年。doi:10.1017/ S0022377820001257。[29] B. Dudson。《FreeGS：自由边界 Grad–Shafranov 平衡求解器》，2020年。GitHub 仓库。网址：https://github.com/freegs-plasma/freegs。[30] Jeffrey P Freidberg。《理想磁流体力学》。剑桥大学出版社，剑桥，英格兰，2014年6月。[31] R. L. Miller 等人。《非圆形、有限纵横比局域平衡模型》。《等离子体物理》，5(4):973–978，1998年4月。doi:10.1063/ 1.872666。[32] J. P. Freidberg 等人。《设计托卡马克聚变反应堆——等离子体物理如何发挥作用？》。《等离子体物理》，22(7):070901，2015年7月。doi:10.1063/1.4923266。